



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P6-85-760

А. Акбаров¹, М. Будзынски, Е. М. Галинский¹,
О. И. Кочетов¹, Г. И. Лизурей, А. И. Муминов¹,
Ю. В. Норсеев, Р. Ражаббаев¹, Я. Сажински,
Р. Р. Усманов², Ю. В. Юшкевич

ИССЛЕДОВАНИЕ

СВОЙСТВ НИЗКОВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ
ЯДЕР $^{208,209,210}\text{Po}$ И $^{209,211}\text{At}$

Направлено на XXXV Собрание по ядерной
спектроскопии и структуре ядра, Ленинград, 1985 г.

¹ Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент

² Научно-исследовательский институт
прикладной физики АН УзССР, Ташкент

1985

Исследование ядер, у которых сверх заполненных оболочек имеется небольшое число частиц или дырок, представляет значительный интерес для теории, так как позволяет изучать особенности остаточного взаимодействия нуклонов. В последние годы ядра с околomagическим числом протонов $Z = 82$ и нейтронов $N = 126$ стали объектом пристального внимания как экспериментаторов, так и теоретиков. Настоящая работа посвящена изучению угловых корреляций (УК) γ -излучений, времен жизни и магнитных моментов возбужденных состояний ядер $^{208,209,210}\text{Po}$ и $^{209,211}\text{At}$, заселяемых при радиоактивном распаде изотопов $^{208,209,210}\text{At}$ и $^{209,211}\text{Rn}$. Предпринята попытка объяснения ряда свойств данных ядер в рамках квазичастично-фононной модели ядра ^{/1/}.

I. ПРИГОТОВЛЕНИЕ ИСТОЧНИКОВ И АППАРАТУРЫ

Радиоактивные ядра ^{208}At ($T_{1/2}=1,63$ ч); ^{209}At ($T_{1/2}=5,4$ ч); ^{210}At ($T_{1/2}=8,1$ ч), ^{209}Rn ($T_{1/2}=28,5$ мин.) и ^{211}Rn ($T_{1/2}=14,6$ ч) получались в реакции глубокого расщепления при облучении ториевой мишени протонами с энергией $E_p=660$ МэВ. Для выделения из ториевой мишени радиохимически чистых астата и радона использовался метод газотермохроматографического выделения ^{/2,3/}. Разделение изотопов по массам проводилось с помощью электромагнитного масс-сепаратора ^{/4/}, при этом ионы астата и радона внедрялись в алюминиевую фольгу с ускоряющим потенциалом $V_{\text{уск.}}=25$ кВ.

Немагнитные металлы с кубической решеткой, к которым относятся алюминий, являются хорошими матрицами для атомных ядер при измерениях угловых $\gamma\gamma$ -корреляций и магнитных моментов возбужденных состояний ядер методом возмущенных угловых корреляций γ -излучений, поскольку в них угловые корреляции практически свободны от возмущений.

Исследование УК ^{211}At проводилось также с газообразным источником ^{211}Rn , заключенным в кварцевую ампулу ($\Phi = 5$ мм, $h = 10$ мм). Давление в ампуле с газообразным радоном составляло ~ 50 мм рт.ст. Давление посторонних газов не превышало 10^{-4} мм рт.ст.

Весь процесс изготовления радиоактивных источников с момента окончания облучения до начала измерения занимал 35-50 мин.

Измерения УК γ -излучений проводились с помощью автоматизированных корреляционных спектрометров с различными комбинациями детекторов $\text{Ge(Li)}-2\text{NaI(Tl)}$, $\text{Ge(Li)}-\text{Ge(Li)}$ ^{/5,6/} в зависимости от условий эксперимента.

Измерения времен жизни возбужденных состояний ядер проводились методом задержанных $e^-\gamma$ -совпадений с помощью установки, созданной на базе магнитно-линзового бета-спектрометра и спектрометра со сцинтилляционными детекторами ^{/7/}. Временное разрешение установки во время измерений составляло $\sigma_0 = 0,6 + 1,1$ нс.

Для накопления спектров совпадений использовался 4096-канальный амплитудный анализатор ICA-70. В конце каждой серии измерений накопленная информация передавалась по линии связи на ЭВМ ЕС-1010, где проводилась обработка спектров совпадений. Коэффициенты угловых корреляций A_{22} и A_{44} рассчитывались с учетом вкладов конкурирующих каскадов, комптоновского распределения и случайных совпадений. Для обработки временных спектров использовалась программа LPTIM ^{/8/}, для обработки спектров возмущенных угловых корреляций - программа MAGNI ^{/9/}.

2. ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА И ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1. Измерение времен жизни возбужденных состояний $^{208,209,210}\text{Po}$

Время жизни уровня $I524$ кэВ ^{208}Po измерялось в совпадениях конверсионных электронов L I77 кэВ и K205 кэВ, соответственно, с комптоновским распределением γ -лучей ($E_\gamma \geq 60$ кэВ). При увеличении цены канала временного анализатора и расширении временного диапазона в совпадениях L I77 - $\gamma \geq 60$ кэВ проявлялась долгоживущая компонента, связанная с временем жизни изомерного состояния $I528$ кэВ ($I^\pi=8^+$) ^{208}Po . Обработка временных спектров позволила установить значения периодов полураспада уровней ^{208}Po с энергиями $I524$ кэВ ($I^\pi=6^+$) - $T_{1/2}=4,4(3)$ с и $I528$ кэВ ($I^\pi=8^+$) - $T_{1/2}=365(8)$ нс, что находится в хорошем согласии с данными работы ^{/10/} $T_{1/2}(6^+)=4,8(5)$ нс и $T_{1/2}(8^+)=130(20)$ нс, в которой для возбуждения исследуемых состояний использовались $(\alpha, 2n)$ и (α, n) реакции.

Время жизни уровня $I417$ кэВ ($I^\pi=13/2^-$) ^{209}Po измерялось в совпадениях L -электронов внутренней конверсии перехода 90 кэВ с γ -лучами $E_\gamma \geq 60$ кэВ. Анализ временных распределений позволял определить для уровня $I417$ кэВ ^{209}Po значение $T_{1/2}=25,6(1,1)$ нс. Ранее период полураспада этого уровня был определен в работе ^{/10/} $T_{1/2}=24,4(1,5)$ нс.

Период полураспада уровня 1473 кэВ ^{210}Po измерялся в совпадениях 146 - $\gamma \geq 60$ кэВ. Во временном распределении этих совпадений отчетливо проявился интенсивный компонент с $T_{1/2} = 45,5(3,0)$ нс, который был нами приписан уровню 1473 кэВ (6^+) ^{210}Po . До настоящего времени было выполнено несколько работ по определению периода полураспада этого уровня. В работе /10/ получено значение $T_{1/2} = 42,6(1,0)$, хорошо согласующееся с нашим; в более ранней работе /11/ получено существенно отличающееся значение $T_{1/2} = 29(6)$ нс.

2.2. Измерение угловых $\gamma\gamma$ -корреляций $^{208,209,210}\text{Po}$ и $^{209,211}\text{At}$

Ядро ^{208}Po . При измерениях $\gamma\gamma$ -угловых корреляций в распаде $^{208}\text{At} \rightarrow ^{208}\text{Po}$ с помощью спектрометра с $\text{Ge}(\text{Li})-\text{Ge}(\text{Li})$ детекторами /6/ регистрировались спектры совпадений с γ -излучением 177, 660 и 686 кэВ. После введения поправок на случайные совпадения, вклад от комптоновского распределения высокоэнергетических γ -квантов и геометрические размеры детекторов, полученные коэффициенты УК приведены в таблице 1.

Таблица 1.

Коэффициенты угловых $\gamma\gamma$ -корреляций ^{208}Po

| Каскад (кэВ) | $I_1^x - I_1^y - (I_1^z) - I_1^w$ | $A_{22}(\Delta A_{22})$ | $A_{44}(\Delta A_{44})$ |
|--------------|-----------------------------------|-------------------------|-------------------------|
| 177-660 | $6^+ - 4^+ - 2^+$ | +0,109(7) | +0,002(16) |
| 177-660-686 | $6^+ - 4^+ - 2^+ - 0^+$ | +0,100(8) | +0,012(19) |
| 845-177 | $7^- - 6^+ - 4^+$ | -0,066(16) | -0,014(28) |
| 983-177 | $6^+ - 6^+ - 4^+$ | +0,068(25) | +0,004(43) |
| 517-177 | $6^+ - 6^+ - 4^+$ | +0,201(10) | +0,013(19) |

При анализе коэффициентов УК ^{208}Po (табл. 1) мы исходили из схемы распада, предложенной в работе /12/, принимая, что переходы 177, 660 и 686 кэВ имеют чистый E2 характер.

Каскады (177-660) кэВ и (177-660-686) кэВ связывают квазиротационные уровни основной полосы $6^+ - 4^+ - 2^+$ и $6^+ - 4^+ - 2^+ - 0^+$. Полученные значения коэффициентов УК (табл. 1) для этих каскадов хорошо согласуются с теоретически рассчитанными: $A_{22} = +0,1020$ и $A_{44} = +0,0091$, это подтверждает работоспособность установки и корректность обработки результатов измерений УК.

В каскаде 845-177 кэВ верхний переход идет между состояниями $7^- - 6^+$. Анализ данных по электронам внутренней конверсии (ЭВК)

/13,14/ и результатов наших исследований УК позволил подтвердить $E1 + \leq 1\% E2$ мультипольность γ -перехода 845 кэВ и однозначно приписать спин $I^\pi = 7^-$ уровню 2369 кэВ. В работе /13/ этому состоянию приписывается спин 6^- или 7^- , а в работе /12/ $I^\pi = 7^-$.

Уровню 2507 кэВ в работе /13/ предлагается приписать спины 5^+ , 6^+ , Б.С.Джелеповым и др. /12/ $I^\pi = 5^+$, 6^+ , 7^+ . На основании анализа коэффициентов A_{22} и A_{44} для каскада (983-177) кэВ (табл. 1) и данных по ЭВК /13,14/ мы предлагаем однозначно приписать уровню 2507 кэВ спин $I^\pi = 6^+$ и определяем мультипольность перехода 983 кэВ как $M1 + (15_{-5}^{+2})\% E2$ ($\delta > 0$).

Уровень 2041 кэВ, согласно данным работ /13,14/, имеющий спин 6^+ , является "верхним" в исследуемом нами $\gamma\gamma$ -каскаде (517-177) кэВ. Мультипольность γ -перехода 517 кэВ в работе /13/ установлена как $M1$, в /14/ - $M1 + 11\% E2$. Анализ коэффициентов УК для каскада (517-177) кэВ дает для перехода 517 кэВ мультипольный состав $M1 + (15_{\pm 7})\% E2$ ($\delta < 0$) или $M1 + (2,8_{\pm 2}, 0)\% E2$, ($\delta < 0$).

Ядро ^{209}Po . Гамма-гамма УК измерялись при распаде $^{209}\text{At} \rightarrow ^{209}\text{Po}$. "Окна" дифференциальных дискриминаторов в энергетических трактах последовательно устанавливались на одинаковые энергетические интервалы, соответствующие энергиям γ -лучей 195 кэВ и 545 кэВ.

При анализе измеренных значений коэффициентов функции УК мы исходили из схемы распада $^{209}\text{At} \rightarrow ^{209}\text{Po}$, предложенной в работах /15,16/, и принимали, что γ -переходы 545 и 782 кэВ являются чистыми E2-переходами. Полученные коэффициенты УК представлены в таблице 2.

Таблица 2.

Коэффициенты угловых $\gamma\gamma$ -корреляций ^{209}Po .

| Каскад (кэВ) | $I_1^x - I_1^y - (I_1^z) - I_1^w$ | $A_{22}(\Delta A_{22})$ | $A_{44}(\Delta A_{44})$ |
|---------------|-----------------------------------|-------------------------|-------------------------|
| 195-782 | $11/2^- - 9/2^- - 5/2^-$ | -0,131(4) | -0,003(8) |
| 790-195 | $9/2^- - 11/2^- - 9/2^-$ | +0,041(14) | +0,009(19) |
| 195-(782)-545 | $11/2^- - 9/2^- - 5/2^- - 1/2^-$ | -0,078(17) | +0,001(26) |
| 782-545 | $9/2^- - 5/2^- - 1/2^-$ | +0,096(6) | +0,015(15) |

Проведенный анализ коэффициентов УК (табл. 2) позволил определить мультипольный состав γ -переходов: 195 кэВ - $M1 + (0,8_{\pm 0,1})\% E2$ ($\delta > 0$) (в работе /15/ на основании данных по ЭВК мультипольность перехода 195 кэВ определена как $M1 + \approx 20\% E2$, а в работе /16/ как $M1$), 790 кэВ - типа E1 и подтвердить спины уровней: 1327, 1522 и 2312 кэВ как: $9/2^-$, $11/2^-$ и $9/2^+$, соответственно.

Ядро ^{210}Po . При измерении УК γ -излучений в распаде $^{210}\text{At} \rightarrow ^{210}\text{Po}$ дифференциальные дискриминаторы в амплитудных трактах сцинтилляционных детекторов корреляционного спектрометра ^{/5/} настраивались на энергии γ -лучей 245 и 1181 кэВ.

Полученные коэффициенты функции УК γ -лучей ^{210}Po и для сравнения результаты авторов работы ^{/17/}, в которой измерения проводились с помощью спектрометра со сцинтилляционными детекторами, приведены в таблице 3.

Таблица 3

Коэффициенты угловых $\gamma\gamma$ -корреляций ^{210}Po

| Каскад (кэВ) | $I_1^{\kappa} - I_1^{\kappa'} - I_1^{\kappa''}$ | $A_{22}(\Delta A_{22})$ $A_{44}(\Delta A_{44})$ | н.р. $A_{22}(\Delta A_{22})$ $A_{44}(\Delta A_{44})$ | ^{/17/} |
|---------------|---|--|--|-----------------|
| 245-1181 | $4^+ - 2^+ - 0^+$ | +0,107(6) +0,007(10) | +0,092(22) +0,036(33) | |
| 1483-245 | $5^- - 4^+ - 2^+$ | -0,077(15) -0,009(23) | -0,084(21) -0,008(25) | |
| 1599-245 | $5^- - 4^+ - 2^+$ | -0,065(18) +0,020(26) | -0,082(24) +0,002(29) | |
| 1436-(46)-245 | $5^- - 6^+ - 4^+ - 2^+$ | -0,051(25) -0,001(46) | | |

Из таблицы 3 видно, что значения коэффициентов УК ^{210}Po полученные нами, достаточно хорошо согласуются с ранее измеренными в работе ^{/17/}.

Анализ полученных нами коэффициентов УК позволил подтвердить спины уровней, участвующих в измеряемых каскадах: 2910 кэВ - 5^- , 3026 кэВ - 5^- и мультипольности γ -переходов: 46 кэВ - E2, 1436 кэВ, 1483 кэВ и 1599 кэВ - E1, определенные ранее в работах ^{/18-19/}.

Ядро ^{209}At . Основной задачей, которая ставилась при исследовании УК γ -излучений в распаде $^{209}\text{Rn} \rightarrow ^{209}\text{At}$, было определение величины возможной примеси E2-компонента в M1-переходах между состояниями отрицательной четности в ^{209}At . При измерениях УК регистрировались спектры совпадений с γ 408 кэВ. Полученные коэффициенты УК приведены в таблице 4.

При анализе коэффициентов УК γ -излучений ^{209}At (табл. 4) мы исходили из схемы распада $^{209}\text{Rn} \rightarrow ^{209}\text{At}$, предложенной в работе ^{/20/}.

Уровень 408 кэВ в работе ^{/21/} предположительно приписывается спин $I^{\kappa} = (7/2^-)$, в работе ^{/23/} предполагается значение $I^{\kappa} = (5/2^-)$. Анализ

Коэффициенты угловых $\gamma\gamma$ -корреляций ^{209}At

Таблица 4.

| Каскад (кэВ) | $I_1^{\kappa} - I_1^{\kappa'} - I_1^{\kappa''}$ | $A_{22}(\Delta A_{22})$ | $A_{44}(\Delta A_{44})$ |
|--------------|---|-------------------------|-------------------------|
| 337-408 | $7/2^- - 7/2^- - 9/2^-$ | -0,132(12) | +0,011(25) |
| 689-408 | $5/2^- - 7/2^- - 9/2^-$ | +0,109(15) | +0,006(32) |

наших результатов измерений УК для каскада (337-408) кэВ, при условии, что спин основного состояния ^{209}At $I^{\kappa} = 9/2^-$, а уровня 745 кэВ $I^{\kappa} = 7/2^-$, дает для уровня 408 кэВ значение спина $I^{\kappa} = 7/2^-$.

Совместный анализ коэффициентов УК двух $\gamma\gamma$ -каскадов ^{209}At (табл. 4), в которых участвует переход 408 кэВ, показал, что примесь E2-компонента в M1-переходах 337 кэВ и 689 кэВ не превышает 1%. Из двух значений спина $I^{\kappa} = 5/2^-$ и $7/2^-$, приписываемых уровню 1097 кэВ в работах ^{/21,22/}, нами выбран спин $I^{\kappa} = 5/2^-$.

Ядро ^{211}At . Исследовались $\gamma\gamma$ -УК при распаде $^{211}\text{Rn} \rightarrow ^{211}\text{At}$. В измерениях использовались изотопы ^{211}Rn , внедренные с помощью электромагнитного масс-сепаратора в алюминиевые фольги, и в виде газа, заключенного в кварцевые ампулы. Исследования проводились с помощью Ge(Li)-2NaI(Tl) спектрометра ^{/5/}. Дифференциальные дискриминаторы в энергетических трактах сцинтилляционных детекторов настраивались на γ -линии 1363 кэВ.

Наблюдаемое совпадение коэффициентов угловых корреляций $\gamma\gamma$ -каскадов ^{211}At для газообразного и внедренного в алюминиевую фольгу ^{211}Rn с теоретически рассчитанными коэффициентами указывает на отсутствие возмущения УК $\gamma\gamma$ -каскадов ^{211}At с промежуточным уровнем III6 кэВ ($T_{1/2} = 0,57$ нс), т.е. интегральный коэффициент ослабления $G_{22}(\infty) \approx 1$. Это говорит о том, что при внедрении в алюминиевую фольгу ионов ^{211}Rn не образуется сколько-нибудь значительного количества радиационных дефектов в непосредственной близости от ядра-зонда, вызывающих большие сверхтонкие поля, взаимодействие с которыми ведет к ослаблению УК. Полученные экспериментальные значения коэффициентов УК γ -излучений ^{211}At приведены в таблице 5.

Таблица 5.

Коэффициенты угловых $\gamma\gamma$ -корреляций ^{211}At

| Каскад (кэВ) | $I_1^{\kappa} - I_1^{\kappa'} - I_1^{\kappa''}$ | $A_{22}(\Delta A_{22})$ | $A_{44}(\Delta A_{44})$ |
|--------------|---|-------------------------|-------------------------|
| 1363-442 | $1/2^+ - 3/2^- - 7/2^-$ | -0,068(8) | -0,014(15) |
| 1363-250 | $1/2^+ - 3/2^- - 7/2^-$ | -0,079(9) | +0,001(19) |
| 1363-168 | $1/2^+ - 3/2^- - 5/2^-$ | +0,296(5) | +0,008(9) |

При анализе полученных результатов по УК мы исходили из схемы распада, опубликованной в работе /23/, предполагая чистый Е1-характер перехода 1363 кэВ. В результате были определены мультипольность переходов: 442 и 250 кэВ - как Е2, а 168 кэВ - $E2+(I7\pm1)MI$ ($\delta = -0,46\pm0,02$), а также подтверждены спины уровней 866 кэВ $I^\pi = 7/2^-$ и 947 кэВ - $I^\pi = 5/2^-$.

2.3. Измерение магнитного момента уровня III6 кэВ ^{211}At

До настоящего времени измерения магнитных моментов уровней ^{211}At были проведены методом углового распределения в ядерных реакциях для высокоспиновых изомерных состояний I4I6 кэВ ($2I/2^-$) и 264I кэВ ($29/2^+$) /24/, не заселяемых при радиоактивном распаде ^{211}Po . Нами впервые методом интегральных возмущенных угловых $\gamma\gamma$ -корреляций каскада (1363-168) кэВ был измерен магнитный момент уровня III6 кэВ ^{211}At . В качестве источника использовался ^{211}Po , внедренный в алюминиевую фольгу с ускоряющим потенциалом $V_{уск.} = 60$ кВ. Фольга высотой 5 мм и шириной 2 мм помещалась между полюсами электромагнита броневое типа, создающего в зазоре между полюсами магнитное поле напряженностью $H = 2T$.

В эксперименте регистрировалось число совпадений $N(\epsilon, \pm H)$ для двух противоположных направлений магнитного поля, приложенного к источнику перпендикулярно плоскости детектора. Угол между осями детекторов составлял $\epsilon = 135^\circ$, после чего определялась экспериментальная величина

$$R(135^\circ, \pm H) = 2 \frac{N(135^\circ, +H) - N(135^\circ, -H)}{N(135^\circ, +H) + N(135^\circ, -H)}$$

Так как коэффициенты УК для рассматриваемого нами каскада удовлетворяют условию $|A_{22}| \gg |A_{44}|$, то величина R связана с углом поворота картины УК $\Delta\theta$ следующим выражением

$$R = -b_2 \sin 4\Delta\theta, \text{ где } b_2 = \frac{3A_{22}}{4 + A_{22}} \text{ и } \Delta\theta = \arctg 2\omega_L \tau.$$

Частота ларморовской прецессии ω_L определяется произведением величины магнитного момента ядра $\vec{\mu}$ и действующего на него магнитного поля \vec{H} :

$$\omega_L = - \frac{\vec{\mu} \cdot \vec{H}}{\hbar}$$

Эта формула действительна в том случае, если в изучаемом образце имеет место только статическое магнитное взаимодействие, а другими видами сверхтонких взаимодействий можно пренебречь.

Обработка экспериментальных результатов проводилась с помощью программы MAGNI /9/. При обработке использовалось значение периода полураспада уровня $T_{1/2}(III6) = 0,57(4)$ нс /22/. Получено значение частоты ларморовской прецессии $\omega_L = 215(30) \cdot 10^6$ рад/с и величина магнитного момента $\mu(III6) = +1,26 \pm 0,30$ я.м.

3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

У нуклидов, близких к дважды магическому ядру $^{208}Pb_{82}^{126}$, наблюдаются закономерности в последовательности нижних уровней, их квантовых характеристиках и временах жизни. У изотопов полония с четными массами $^{204}Po + ^{210}Po$ в области энергий 0-1700 кэВ имеются подобные уровни с $I^\pi = 2^+, 4^+, 6^+$ и 8^+ , у изотопов ^{208}Po и ^{210}Po аналогия между отдельными возбужденными состояниями прослеживается вплоть до энергии 3 МэВ /13/. У изотопов $^{204}Po + ^{210}Po$ первый уровень с $I^\pi = 8^+$ является изомерным состоянием, период полураспада которого лежит в пределах 110-380 нс, причем только у ^{208}Po и ^{210}Po наблюдался переход с этого уровня; сведения об изомерных состояниях остальных изотопов полония получены на основании быстрых и запаздывающих $\gamma\gamma$ -совпадений. У изотопов ^{208}Po и ^{210}Po период полураспада первого уровня $I^\pi = 6^+$ возрастает с $T_{1/2} = 4,4$ нс для ^{208}Po до $T_{1/2} = 45,5$ нс для ^{210}Po .

У нечетных изотопов ^{209}At и ^{211}At также наблюдаются закономерности в последовательности нижних уровней их квантовых характеристик и во времени жизни. Имеются два изомерных состояния у ^{209}At $E_{ур.} = 2429$ кэВ ($I^\pi = 29/2^+$) $T_{1/2} = 800$ нс, у ^{211}At $E_{ур.} = 264I$ кэВ, ($I^\pi = 29/2^+$) $T_{1/2} = 60$ нс, и соответственно состояния со спином $I^\pi = 21/2^-$ $T_{1/2}(I427) = 26$ нс и $T_{1/2}(I417) = 40$ нс.

Использование простых моделей ядра недостаточно даже для расчета энергий уровней в области дважды магического ядра $^{208}Pb_{82}^{126}$. Еще сложнее обстоит дело с объяснением экспериментальных данных по вероятностям разрядки уровней ядер в этой области. Например, во многих ядрах Po обнаружены MI-примеси в гамма-переходах типа $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$, $3_1^+ \rightarrow 2_1^+$ и т.д., которые запрещены даже в моделях неаксиального ротатора и квадрупольного вибратора с ангармоническими поправками. Такими же трудными проблемами для традиционных моделей являются обнаруженные экспериментально довольно большие электрические квадрупольные моменты возбужденных состояний.

В настоящее время при изучении различных характеристик сложных атомных ядер широко используется квазичастично-фононная модель (КФМ) ядра /1/. В ее основе лежит эффективный гамильтониан, включающий одностичные средние потенциалы для нейтронной и протонной систем, спаривательное взаимодействие между протонами с постоянным матричным элементом G_{\pm} и между нейтронами с G_{\pm} , а также эффективные сепаратные мультипольные и спин-мультипольные силы с изоскалярной и изовекторной компонентами, то есть для каждой мультипольности взаимодействие характеризуется двумя константами: $K_O^{(\lambda)}$ и $K_I^{(\lambda)}$ для состояний нормальной четности, $K_O^{(\lambda)}$ и $K_I^{(\lambda)}$ - для состояний аномальной четности.

3.1. Нечетные ядра ^{209}Po , ^{209}At и ^{211}At

В нечетном сферическом ядре КМ учитывает взаимодействие нечетной квазичастицы с фононными возбуждениями четно-четного остова. В нашем случае бралась волновая функция нечетного ядра вида:

$$\Psi_{\nu}(JM) = C_{\nu} \left\{ \alpha_{JM}^{+} + \sum_{\lambda \mu} \mathcal{D}_{\lambda}^{\mu}(\mathcal{J}) [\alpha_{JM}^{+} Q_{\lambda \mu}^{+}]_{JM} \right\} \Psi_0,$$

позволяющая удовлетворительно описывать уровни с большим вкладом одночастичных компонент. Рассчитывались спектры возбужденных состояний ядер ^{209}Po , $^{209,211}\text{At}$. Для ^{209}Po и ^{211}At брался остов ^{210}Po , а для ядра ^{209}At - остов ^{208}Po . Учитывались только фононы 2_1^+ и 3_1^- . Результаты расчетов энергий состояний, выполненных по программе RHOQUS /25/, приведены в таблице 6.

Таблица 6

Теоретические и экспериментальные энергии состояний ^{209}Po , $^{209,211}\text{At}$

| Ядро | I^{π} | $E_{\text{эксп.}}$ (кэВ) | $E_{\text{теор.}}$ (кэВ) |
|----------------------------------|-----------|--------------------------|--------------------------|
| $^{209}\text{Po}_{84}\text{I}25$ | $1/2^-$ | 0 | 0 |
| | $5/2^-$ | 545 | 567 |
| | $3/2^-$ | 854 | 892 |
| $^{209}\text{At}_{85}\text{I}24$ | $9/2^-$ | 0 | 0 |
| | $7/2^-$ | 408 | 411 |
| | $5/2^-$ | 794 | 832 |
| $^{211}\text{At}_{85}\text{I}26$ | $9/2^-$ | 0 | 0 |
| | $7/2^-$ | 674 | 677 |
| | $5/2^-$ | 947 | 1579 |

Из таблицы видно, что наблюдается удовлетворительное согласие теоретически рассчитанных с экспериментальными энергиями для первых двух возбужденных состояний, за исключением ^{211}At , где различие в энергиях между теорией и экспериментом достигает 500 кэВ.

Для ^{209}Po была рассчитана вероятность E2-перехода между уровнями $5/2^- - 1/2^-$. Теоретическое значение $B_{\text{теор.}}(5/2^- \rightarrow 1/2^-) = 262 e^2 \text{fm}^4$ находится в хорошем согласии с экспериментальным значением $B_{\text{эксп.}}(5/2^- \rightarrow 1/2^-) = 168 \pm 52 e^2 \text{fm}^4$.

Структура волновых функций нижних состояний ^{209}Po , $^{209,211}\text{At}$ приведена в таблицах 7, 8, 9. Из данных таблиц 7-9 видно, что первые

Таблица 7.

| I^{π} | Структура волновых функций состояний ^{209}Po |
|-----------|--|
| $1/2^-$ | $87,6\% \alpha_{1/2}^{+} + 4,2\% \alpha_{5/2}^{+} - Q_{2_1}^{+} + 2,6\% \alpha_{5/2}^{+} - Q_{2_3}^{+} + 2,3\% \alpha_{3/2}^{+} - Q_{2_1}^{+}$ |
| $5/2^-$ | $84,7\% \alpha_{5/2}^{+} + 5,1\% \alpha_{1/2}^{+} - Q_{2_1}^{+} + 3,1\% \alpha_{5/2}^{+} - Q_{2_1}^{+} + 1,6\% \alpha_{1/2}^{+} - Q_{2_3}^{+}$ |
| $3/2^-$ | $81,1\% \alpha_{3/2}^{+} + 7,1\% \alpha_{1/2}^{+} - Q_{2_1}^{+} + 2,1\% \alpha_{3/2}^{+} - Q_{2_1}^{+} + 1,9\% \alpha_{7/2}^{+} - Q_{2_1}^{+}$ |

Таблица 8

| I^{π} | Структура волновых функций состояний ^{209}At |
|-----------|--|
| $9/2^-$ | $83,1\% \alpha_{9/2}^{+} + 13,7\% \alpha_{9/2}^{+} - Q_{2_1}^{+} + 1,4\% \alpha_{5/2}^{+} - Q_{2_1}^{+}$ |
| $7/2^-$ | $73,9\% \alpha_{7/2}^{+} + 11,6\% \alpha_{7/2}^{+} - Q_{2_1}^{+} + 7,1\% \alpha_{13/2}^{+} - Q_{3_1}^{+} + 3,2\% \alpha_{9/2}^{+} - Q_{2_1}^{+}$ |
| $5/2^-$ | $9\% \alpha_{5/2}^{+} + 89,5\% \alpha_{9/2}^{+} - Q_{2_1}^{+}$ |

Таблица 9

| I^{π} | Структура волновых функций состояний ^{211}At |
|-----------|---|
| $9/2^-$ | $96,6\% \alpha_{9/2}^{+} + 1,2\% \alpha_{9/2}^{+} - Q_{2_1}^{+}$ |
| $7/2^-$ | $87,5\% \alpha_{7/2}^{+} + 6,3\% \alpha_{13/2}^{+} - Q_{3_1}^{+} + 2,1\% \alpha_{7/2}^{+} - Q_{2_1}^{+} + 1,7\% \alpha_{7/2}^{+} - Q_{2_3}^{+}$ |
| $5/2^-$ | $4,9\% \alpha_{5/2}^{+} + 94,4\% \alpha_{9/2}^{+} - Q_{2_1}^{+}$ |

два состояния изучаемых ядер ^{209}Po и $^{209,211}\text{At}$ имеют преимущественно одноквазичастичную структуру. Состояние $5/2^-$ в $^{209,211}\text{At}$ - это состояние типа квазичастица + фонон " $h_{9/2^-} + 2_1^+$ ". В принципе, на его структуру и свойства должны сильно влиять неучтенные нами компоненты "квазичастица + 2 фонона".

3.2. Четно-четные изотопы $^{204-210}\text{Po}$

В рамках КМ /1/ с учетом ангармоничных эффектов нами проведены расчеты энергий низковозбужденных состояний и приведенных вероятностей $B(E2)$ - и $B(E3)$ - переходов для четно-четных изотопов $^{204-210}\text{Po}$.

Расчеты проводились по программе INRNAQ, разработанной Ч. Стояновым

в ЛТФ ОИЯИ. Параметры среднего поля потенциала Саксона-Вудса для нейтронной и протонной систем приведены в таблице 10.

Таблица 10

Параметры среднего поля потенциала Саксона-Вудса, используемые при расчетах $^{204-210}\text{Po}$

| Тип | r_0 (фм) | V_0 (МэВ) | α (фм $^{-2}$) | α (фм $^{-1}$) |
|-----|------------|-------------|------------------------|------------------------|
| N | 1,24 | 44,0 | 0,340 | 1,587 |
| Z | 1,28 | 55,0 | 0,410 | 1,613 |

При расчетах константы мультиполь-мультипольного взаимодействия $\chi_0^{(2)}$ и $\chi_0^{(3)}$ для каждого ядра выбирались из условия наилучшего совпадения экспериментальных и теоретических значений энергий 2_1^+ и 3_1^- состояний, а константы парных взаимодействий сверхтекучей модели, на основе [1] взяты равными $G_{n,n} = \text{const}/A$ МэВ. Эффективный заряд, используемый при расчетах электромагнитных свойств ядер, выбран равным $e_{\text{эфф.}} = 0,5$.

В таблице II представлены результаты расчетов энергий и квадрупольных моментов 2_1^+ - состояний для ядер $^{204-210}\text{Po}$, а также приведенные вероятности E2-переходов с этих состояний в сравнении с экспериментальными данными, имеющимися на сегодняшний день.

О правильности структуры состояний можно отчасти судить по согласию экспериментальных и теоретически рассчитанных значений приведенных вероятностей переходов $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_0^+)$ и $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ и квадрупольных моментов $Q(2_1^+)$.

Из таблицы II видно, что экспериментальные и теоретически рассчитанные значения энергий 2_1^+ - состояний для всех изотопов полония удовлетворительно согласуются между собой. К сожалению, данных о временах жизни и квадрупольных моментах 2_1^+ - состояний очень мало. У ядра ^{210}Po 2_2^+ - состояние неколективное, что дает малую величину $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$. У остальных изотопов полония, как и следовало ожидать, в 2_1^+ и 2_3^+ - состояниях доминирует однофононная компонента.

В таблице 12 приведены энергии и структура 3_1^- - состояний, вероятности $B(E3; 3_1^- \rightarrow 0_0^+)$ - переходов для изотопов $^{204-210}\text{Po}$. Из-за отсутствия экспериментальных данных по 3_1^- - состояниям в изотопах полония, за исключением ^{210}Po , здесь трудно что-либо говорить.

В заключение авторы выражают благодарность А.И.Вдовину за ценные советы при проведении теоретических расчетов.

Таблица II

Расчитанные энергии, квадрупольные моменты 2_1^+ - состояний $^{204-210}\text{Po}$, приведенные вероятности E2-переходов в сравнении с данными эксперимента

| Изотоп | i | $E_{2_1^+}$ (кэВ) | | $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_0^+) e^2 r_m^4$ | | $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 2_1^+) e^2 r_m^4$ | | $Q(2_1^+) \text{ фм}^2 e$ | |
|-------------------|---|-------------------|-------|--|--------|--|-------|---------------------------|-------|
| | | эксп. | теор. | эксп. | теор. | эксп. | теор. | эксп. | теор. |
| ^{204}Po | 1 | 683,7 | 704 | - | 3728,2 | - | - | - | -86,6 |
| | 2 | - | 1714 | - | 154,8 | - | 9913 | - | +69,3 |
| | 3 | - | 2114 | - | 0,12 | - | 26 | - | -71,7 |
| ^{206}Po | 1 | 700,3 | 688 | - | 3810,2 | - | - | - | -88,8 |
| | 2 | 1162,0 | 1649 | - | 219 | - | 5143 | - | +74,0 |
| | 3 | - | 2197 | - | 5 | - | 305 | - | -57,9 |
| ^{208}Po | 1 | 686,5 | 689 | - | 2718 | - | - | - | -86,0 |
| | 2 | 1263,0 | 1764 | - | 240,4 | - | - | - | +80,0 |
| ^{210}Po | 1 | 1181,4 | 1189 | 6835 | 1978 | - | - | -37,9 \pm 1,5 | -88,9 |
| | 2 | 2290 | 2254 | - | 13,9 | - | 262,7 | - | -48,9 |
| | 3 | - | 2578 | - | 0,94 | - | 5,3 | - | -34,0 |

Таблица 12

Значения энергий уровней, приведенных вероятностей $B(E3)$ -переходов и структура 3_1^- - состояний в четно-четных изотопах $^{204-210}\text{Po}$.

| Изотоп | i | $E_{3_1^-}$ (кэВ) | | $B(E3; 3_1^- \rightarrow 0_0^+) e^2 r_m^4$ | | Структура волновых функций 3_1^- состояний в % |
|-------------------|---|-------------------|-------|--|-------|--|
| | | эксп. | теор. | эксп. | теор. | |
| ^{204}Po | 1 | - | 1746 | - | 7,01 | $Q_{31} - 45,7; Q_{32} - 26,4$ |
| | 2 | - | 2413 | - | - | $Q_{32} - 54,2; Q_{23} - 42,4$ |
| ^{206}Po | 1 | - | 1863 | - | 5,53 | $Q_{32} - 38,8; Q_{31} - 30,8$ |
| | 2 | - | 2434 | - | - | $Q_{31} - 61,6; Q_{32} - 35,4$ |
| ^{208}Po | 1 | - | 1985 | - | 0,06 | $Q_{31} - 79,7; Q_{31} Q_{21} - 20,2$ |
| | 2 | - | - | - | - | - |
| ^{210}Po | 1 | 2387 | 2393 | 0,63(7) | 1,54 | $Q_{31} - 84,0; Q_{32} - 12,0$ |
| | 2 | - | 2522 | - | - | $Q_{32} - 74,0; Q_{31} - 15,3$ |

ЛИТЕРАТУРА

1. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, т.9, вып.4, с.580.
- Вдовин А.И., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1983, т.14, вып.1, с.236.
2. Dohrenz V. et.al. Radioschem.Radiocanal.Letters, 1982,52, p.119.
3. Головкин Н.А. и др. Изв. АН СССР, сер.физ.,1971, 35, с.2272.
4. Афанасьев В.П. и др. ОИЯИ, 13-4763, Дубна, 1969.
5. Аликов Б.А. и др. Прикладная ядерная спектроскопия, 1977,7, с.86.
6. Будзински М и др. ОИЯИ, Р13-13021, Дубна, 1980.
7. Alikov B.A. et.al. Nucleonica, 1978, 23, p.833.
8. Аликов Б.А. и др. ЭЧАЯ, 1976, т.7, вып.2, с.419.
9. Бруданин В.Б. и др. ОИЯИ, 10-82-641, Дубна, 1982.
10. Haussler O. et.al. Nucl.Phys., 1976, A273, p.253.
11. Funk E.G. et.al. Phys.Rev., 1963, 129, p.757.
12. Дзедзепов Б.С. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1983, 47, с.2.
13. Rahkonen V. Dept.of Phys.Univ.of Jyvaskyla Res.Rep. N10/1980.
14. Dragoun O. et.al. Nucl.Phys., 1982, A391, p.29.
15. Jardine L.J. et.al. Nucl.Phys., 1974, A233, p.25.
16. Афанасьев В.П. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1973, 37, с.25.
17. Shima F. et.al. Phys.Rev., 1963, 132, p.2650.
18. Jardine L.J. et.al. Nucl.Phys., 1972, A190, p.261.
19. Nagamiya S. et.al. Phys.Scr., 1973, 8, p.95.
20. Harmatz B. Nucl.Data Sheets, 1981, 34, p.735.
21. Вывов Ц. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1974, 38, с.701.
22. Lederer C.M., Shirley V.S. Table of Isotopes,Wiley A. Interscience Publication Sons J.Inc., New York, 1978.
23. Martin M.J. Nucl.Data Sheets, 1978, 25, p.397.
24. Ingwersen H. et.al. Phys.Rev., 1975, c11, p.243.
25. Стоянов Ч. и др. ОИЯИ, Р4-81-234, Дубна, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел

23 октября 1985 года

Акбаров А. и др. P6-85-760
Исследование свойств инановозбужденных состояний ядер $^{208, 209, 210}Po$
и $^{209, 211}At$

Исследовались ядра $^{208, 209, 211}Po$ и $^{209, 211}At$, образующиеся при распаде $^{208, 209, 210}At$ и $^{209, 211}Rn$. В результате измерений угловых корреляций γ -излучений в этих изотопах однозначно установлены или подтверждены значения спинов для нескольких уровней изучаемых ядер, определены или уточнены мультипольности ряда γ -переходов. С помощью метода e - γ задержанных совпадений измерены времена жизни уровней с энергиями 1524 кэВ ($T_{1/2}=4,4\pm 0,3$ нс), 1528 кэВ ($T_{1/2}=365\pm 8$ нс) - ^{208}Po ; 1417 кэВ ($T_{1/2}=25,6\pm 1,1$ нс) - ^{209}Po ; 1473 кэВ ($T_{1/2}=45,5\pm 3,0$ нс) - ^{210}Po . Методом интегральных возмущенных угловых $\gamma\gamma$ -корреляций измерен магнитный момент уровня 1116 кэВ ^{211}At , $\mu = -1,26(30)$ н.м. В рамках квазичастично-фононной модели проводится анализ имеющихся экспериментальных данных.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Акбаров А. et al. P6-85-760
Investigations of Low-Excited Level Properties in $^{208, 209, 210}Po$
and $^{209, 211}At$ Nuclei

The radioactivity of the $^{208, 209, 211}Po$ and $^{209, 211}At$ nuclei arising from a radioactive decays of parent $^{208, 209, 210}At$ and $^{209, 211}Rn$ nuclei was investigated. The spin values of several nuclear levels were exactly established or confirmed, and multipolarities of many γ -rays were specified more accurately by means of the γ -ray directional correlation experiments. With the e - γ delayed coincidence method the lifetimes of the 1524 keV ($T_{1/2}=4,4\pm 0,3$ ns), 1528 keV ($T_{1/2}=365\pm 8$ ns) - ^{208}Po ; 1417 keV ($T_{1/2}=25,6\pm 1,1$ ns) - ^{209}Po and 1473 keV ($T_{1/2}=45,5\pm 3,0$ ns) - ^{210}Po levels were measured. By means of the IPAC method the magnetic dipole moment of the 1116 keV level in the ^{211}At nucleus was estimated: $\mu = +1,26(30)$ n.m. The analysis of this experimental data has been performed in the framework of the quasiparticle-phonon theory.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Research, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985